

CHARLA I

Introducción.-

El concepto del láser vió la luz hace más de una década cuando Schawlow y Townes mostraron que el principio del maser podía extenderse a la región óptica. Desde entonces este campo se ha desarrollado hasta unos límites que, muy difícilmente podría alguien haber pronosticado. El láser resultó ser el punto de cita de disciplinas tan dispares como la óptica (p. ej. la espectroscopia), el bombeo óptico, la ingeniería de radio, la física del estado sólido, la física de la descarga en gases, etc.

En líneas generales la teoría del laser es bastante simple. Las principales interrogantes se refieren a las propiedades de la coherencia: intensidad, frecuencia y fluctuaciones de la radiación. Para contestarlas se pueden seguir tres métodos de trabajo, que las resuelven en el mismo orden en que han sido planteadas, y se basan, respectivamente, en las ecuaciones de velocidad, las ecuaciones semiclásicas y las ecuaciones totalmente cuantificadas. Nuestro estudio llegará únicamente a la primera parte, pudiéndose encontrar detalles sobre los otros métodos en la bibliografía adjunta.

Hasta principios del año 1970 se habían publicado más de 10.000 artículos sobre el laser y temas con él relacionados. Los libros, aunque evidentemente no han alcanzado ese número, son también muy cuantiosos. Los de más amplia difusión aparecen en la bibliografía y se hará referencia a algunos de ellos a lo largo de éstas charlas.

Nuestra visión del laser quedará enfocada preferentemente en sus detalles técnicos y en las propiedades de interés en el campo de las comunicaciones o de la investigación del estado sólido.

En la primera charla se verá, en primer lugar, una pequeña nota histórica del proceso seguido en el desarrollo del laser, o más general de la electrónica cuántica, de la que el laser fué promotor y protagonista; después las primeras ecuaciones que de él se dieron: las de Einstein, formuladas en 1916. Posteriormente veremos, de forma simplificada, el método de trabajo de un material laser y qué son las propiedades de coherencia de una radiación.

En la segunda charla se verán las configuraciones y los componentes de un oscilador laser de gas y otro de estado sólido, así como se estudiarán los diferentes tipos de cavidades resonantes y los detectores y moduladores de una radiación laser.

En la tercera se estudiará, de una forma muy simplificada, el tipo general de oscilador laser, haciendo hincapié en los diferentes modos que pueden aparecer en una cavidad dada.

En la cuarta se llegará a los lasers de diodos semiconductores, estudiándose sus condiciones de trabajo y los materiales aptos para este fin. Igualmente se verán otros tipos especiales de lasers, como son los de tintura orgánica y los de "Q" cambiante.

En la quinta y última charla se verán, de una forma global, las posibles aplicaciones de todo lo visto en las anteriores charlas en el campo de las comunicaciones, de los computadores, de la medicina y de la investigación en general. Se dejará así abierta una puerta por la que el interesado en el tema puede entrar.

Pequeña historia del laser y la electrónica cuántica.-

La electrónica cuántica, como una rama independiente de la física, adquirió su prominencia hacia la mitad de los 50's cuando se realizaron los primeros osciladores y amplificadores cuánticos. La precursora inmediata de la electrónica cuántica fué la espectroscopía de radiofrecuencia, que ahora es una de sus partes. Una cantidad enorme de material experimental referente a las propiedades resonantes de algunas sustancias, había sido acumulada por la espectroscopía de radiofrecuencia. Tales investigaciones habían hecho posible el establecer la estructura de los niveles, las frecuencias y las intensidades de las transiciones y las características de relajación de diferentes materiales. Los estudios de espectros de resonancia paramagnética en sólidos y del espectro de inversión del amoníaco, fueron de importancia primordial para la electrónica cuántica.

Durante las investigaciones de radiofrecuencia el estado de una sustancia no es, por lo general, cambiado de una forma significativa y permanece proximo al equilibrio termodinámico. Pero al mismo tiempo que se efectuaban estudios de sustancias bajo condiciones sin perturbar, comenzaron a aparecer otros métodos relacionados con la acción de fuertes campos resonantes sobre una sustancia. Estos métodos, que podemos llamar activos, fueron aplicados primero en resonancia magnética nuclear; incluyen inducción magnética nuclear, eco de spin y el efecto Overhauser. El resultado principal de estos métodos fué la posibilidad de producir estados en fuerte desequilibrio, en sistemas cuánticos que podrían emitir coherentemente.

El concepto de emisión estimulada, que es de gran importancia para la electrónica cuántica, fué formulado por primera vez por Einstein en 1917. Ginzburg, en 1947, apuntó la importancia de este fenómeno en la espectroscopía de radiofrecuencia.

La idea de amplificar ondas electromagnéticas por sistemas cuánticos en desequilibrio, fue lanzada por Fabrikant, Vudynskii y Butaeva. La patente obtenida por este equipo en 1951 contiene una descripción del principio de la amplificación molecular. Un poco después, en 1953, Weber hizo una sugerencia acerca de un amplificador cuántico. Basov y Prokhorov (1954) discutieron un diseño real para un oscilador y un amplificador molecular operando con un haz de moléculas activas y desarrollaron su teoría. Independientemente, Gordon, Zeiger y Townes tuvieron la misma idea y, el mismo año 1954, publicaron un informe sobre la construcción de un oscilador que operaba con un haz de moléculas de amoníaco. Estos últimos introdujeron el ahora bien conocido nombre de MASER, acrónimo de "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation"

El éxito obtenido por el oscilador molecular incitó la búsqueda de nuevos métodos y el resultado no tardó en llegar. Basov y Prokhorov, en 1954, sugirieron el principio de un oscilador de gas de tres niveles. En 1956, Bloembergen discutió la posibilidad de realización de un amplificador cuántico con un medio sólido paramagnético. Las estimaciones que hizo confirmaron que la idea era realizable y en 1957 un instrumento tal fue construido por Scovil, Feher y Seidel. Después de éste aparecieron una serie de informes sobre la producción de instrumentos similares basados en diferentes cristales paramagnéticos.

Los instrumentos basados en principios cuánticos tienen un número de propiedades excepcionales cuando se comparan con los osciladores y amplificadores ordinarios. El oscilador maser no es particularmente poderoso pero su estabilidad es, con mucho, mejor que la del mejor oscilador de cuarzo. El amplificador maser paramagnético tiene un nivel de ruido extremadamente bajo y unas características de ganancia y anchura de banda muy satisfactorias.

La siguiente etapa en el desarrollo de la electrónica cuántica fué la extensión de los métodos anteriores al rango óptico. En 1958, Schawlow y Townes discutieron la cuestión teóricamente y llegaron a la conclusión de que era perfectamente posible realizar un oscilador maser óptico. Sugirieron gases y vapores de metales como sustancias de trabajo. Basov, Krokhin y Popov, en 1960, discutieron también, en una revisión, el problema de las posibles sustancias de trabajo y los métodos para producir los estados necesarios en desequilibrio. Estos autores discutieron los cristales paramagnéticos y semiconductores al mismo tiempo que los gases.

En 1960, Maiman construyó el primer generador óptico cuántico pulsado de rubí que denominó LASER (acónimo de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"). Por vez primera la ciencia y la tecnología disponían de una fuente coherente de ondas luminosas. El éxito futuro de estos instrumentos era obvio y en muy corto tiempo un gran número de equipos entró en acción en las investigaciones del laser. La lista de cristales útiles para lasers creció rápidamente. Con el mismo propósito se usaron también cristales luminiscentes y líquidos. En 1961, Javan, Bennett y Herriot finalizaron el primer laser continuo operando con una mezcla de gases de helio y de neón. El camino estaba abierto y muy pronto vino a unirse a los anteriores el laser de diodo semiconductor, cuya posibilidad había sido estudiada en 1960 por Basov y colaboradores, mencionados anteriormente. En 1961, Bernard y Durauffourg estudiaron teóricamente las condiciones para "lasear" en semiconductores y entre 1962 y 1963, utilizando el AsGa como material de trabajo, se obtuvo el primer laser en operación de este tipo.

La posibilidad de "lasear" con gases y semiconductores dió pie a la suposición de que muchos otros materiales podrían también ser operativos y de hecho así ha sido: la lista de materiales utilizables ha crecido en los últimos años de forma considerable, así como las posibilidades de construir un laser con unas características prefijadas, tan grandes como

se quiera. El laser ha pasado a ser, de casi un objeto de investigación pura, a herramienta de trabajo tan fácil de obtener como cualquier equipo de microondas, por ejemplo y por ello su conocimiento ha de ser familiar a todos.

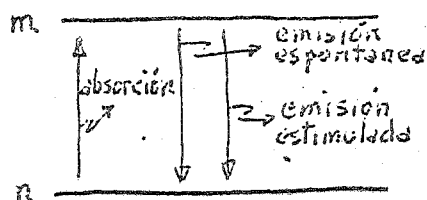
1.2 Principales conceptos que intervienen en la teoría del laser. Leyes de Einstein de la radiación.-

El concepto de emisión estimulada y espontánea en teoría cuántica fué introducido por Einstein en la discusión del cuerpo negro, en 1916. Era conocida la ley de distribución para la radiación en una cavidad, gracias a los estudios de Plank, tomando la radiación de un oscilador. El oscilador había de tener una cierta energía media, energía que radiaría y lanzaría a la cavidad hasta que se llegase a un cierto equilibrio compensandose la emisión y la absorción. De esta forma encontró que la intensidad de la radiación a una cierta frecuencia ω venía dada por la fórmula:

$$I(\omega) d\omega = \frac{h\omega^3 d\omega}{\pi^2 c^2 (e^{h\omega/KT} - 1)} \quad (1)$$

Este resultado llevaba consigo la suposición de que el oscilador que generaba la radiación tenía una serie de niveles de energía igualmente espaciados, pero nada más.

Einstein asumió que la fórmula era correcta y quiso aprovecharla para obtener nueva información acerca de la interacción de la radiación con la materia. Para ello consideró dos



niveles cualesquiera de los muchos de un átomo y propuso que cuando se hace incidir luz de una frecuencia adecuada sobre él, puede absorber un fotón de dicha luz y efectuar una

transición del estado n al m , teniendo dicha transición una probabilidad de ocurrencia por unidad

de tiempo que depende, aparte de los dos niveles de la intensidad de la radiación luminosa incidente sobre el átomo y que llamaremos B_{nm} a la constante de proporcionalidad correspondiente.

El paso de m a n lo supuso producido por dos causas distintas. En primer lugar, aún en el caso de que no hubiera luz presente, hay una cierta probabilidad de que, si un átomo se encuentra en un estado excitado, pase a uno desexcitado emitiendo un fotón. Esta emisión de carácter espontáneo, no dependerá en principio más que de los estados considerados y la probabilidad de que ocurra será una cierta A_{mn} . Siguiendo con sus razonamientos llegó a la conclusión de que, además, en el caso de que hubiera una cierta luz presente, ésta afectaría a la deexcitación del átomo obligando a que, de acuerdo con su intensidad, apareciera una cierta emisión que llamó estimulada. Sea la nueva constante de proporcionalidad B_{mn} .

Así pues Einstein asumió que había tres procesos: una absorción, una emisión espontánea y otra estimulada. Si nos encontramos en equilibrio térmico habrá un cierto número N_n de átomos en el estado n y otro, N_m , en el m . El número de electrones yendo de n a m habrá de ser igual a los que van de m a n . Así, el número de átomos que pasan de m a n por segundo es:

$$R_{n \rightarrow m} = N_n B_{nm} I(\omega)$$

y los que van de m a n :

$$R_{m \rightarrow n} = N_m (A_{mn} + B_{mn} I(\omega))$$

El siguiente paso sería igualar ambas expresiones, pero antes debemos tener en cuenta la relación que deben guardar N_m y N_n que es:

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{-(E_m - E_n)/KT}$$

y Einstein supuso que únicamente aquella luz cuya frecuencia fuera tal que

$$E_m - E_n = h\nu$$

sería capaz de condicionar una absorción o una emisión estimulada. Con ello:

$$N_m = N_n e^{-h\nu/KT}$$

y así ya, de

$$N_n B_{nm} I(\omega) = N_m (A_{mn} + B_{mn} I(\omega))$$

pasamos a:

$$B_{nm} I(\omega) e^{h\nu/KT} = A_{mn} + B_{mn} I(\omega)$$

o bien:

$$I(\omega) = \frac{A_{mn}}{B_{nm} e^{h\nu/KT} - B_{mn}} \quad (2)$$

Y como Plank nos había contado que la expresión para la intensidad de radiación había de ser la (1), por comparación con la (2) se obtiene:

- a) que B_{nm} ha de ser igual a B_{mn} , ya que si no no podría obtenerse en el denominador la expresión $e^{h\nu/KT} - 1$

$$b) \frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{h\nu^3}{\pi^2 c^2} \quad (3)$$

Conocida pues la velocidad de absorción de un nivel dado, podemos deducir la velocidad de emisiones estimulada y espontánea.

Hasta aquí llegó Einstein con los materiales de que se disponía en aquel año. Para poder seguir y conocer los valores absolutos de A y B se requería un conocimiento de la maquinaria del átomo, denominada electrodinámica cuántica, que no fué descubierta hasta once años mas tarde. Pero la idea estaba dada.

Las relaciones expuestas son las denominadas Leyes de Einstein de la Radiación y los coeficientes A y B han quedado como Coeficientes A y B de Einstein.

1.3 Niveles de energía para materiales LASER.-

La cuestión que se presenta ahora es qué sistemas atómicos tienen una estructura en sus niveles de energía que los haga candidatos aceptables para la acción laser. Estos sistemas atómicos pueden dividirse, en general, en dos grupos: materiales laser de tres niveles y materiales laser de cuatro niveles

1.3.1 Materiales laser de tres niveles.

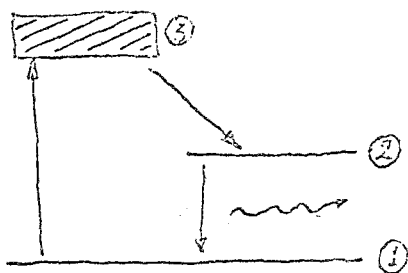


Fig. 2

El más comunmente utilizado y, cronológicamente, del que primero se obtuvo acción laser, es el rubí. El diagrama de sus tres niveles de energía (esquematizado), es el de la fig. 2. Las etapas que conducen a la acción laser son las si-

guientes:

1. El material laser, con la forma de una larga varilla, es sujeto a radiación de una fuente de luz extremadamente intensa, que causa transiciones interatómicas del nivel 1 al 3. Al mismo tiempo, como es lógico, también habrán transiciones del nivel 1 al 2. El proceso anterior se denomina bombeo óptico.

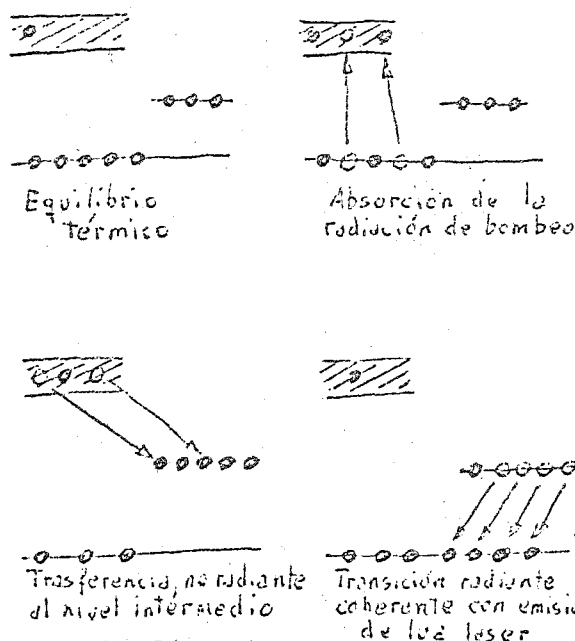


Fig. 3

2. Si la transición no-radiante entre el nivel 3 y el 2 es suficientemente rápida, los electrones en la banda de bombeo 3 serán transferidos al nivel 2 mas que volver directamente al nivel 1.

3. La población de electrones en el nivel 2 se incrementa como resultado de la transición directa y de la transferencia del nivel 3.

4. Una radiación de cuantos de luz ocurrirá cuando, los elec-

trones hagan una transición del nivel 2 al 1. Esto puede ser por emisión estimulada o espontánea, pero en tanto que la población del nivel 2 sea menor que la del 1, habrá una absorción neta de radiación en la frecuencia $f_{12} = f_{21}$ y cualquier fotón emitido será absorbido rápidamente.

5. Cuando la acción de bombeo sea lo suficientemente rápida e intensa, la población del nivel 2 puede llegar a hacerse mayor que la del 1, ocurriendo entonces una emisión neta de radiación de frecuencia f_{21} . Este suceso se denomina inversión de población y debe suceder con mayor rapidez que la caída espontánea.

6. Mediante reflectores colocados en los extremos de la barra laser, la radiación se verá obligada a reflejarse en uno y otro sentido manteniendo una densidad de fotones muy alta. La emisión estimulada, originada por esa radiación presente, incrementará y llegará a superar a la espontánea.

7. La emisión a la frecuencia f_{21} estimulará a los átomos vecinos a radiar, debido a la alta densidad de fotones creada, y se desarrollará una avalancha de fotones de frecuencia f_{21} .

8. El resultado es un haz de luz intensa que, si uno de los extremos reflectores es parcialmente trasmisor, aparecerá por el con una frecuencia extremadamente definida y un alto grado de direccionalidad. El frente de onda es altamente coherente y por ello la divergencia angular del haz, como emerge de la varilla laser, es pequeña comparada con las fuentes de luz convencionales.

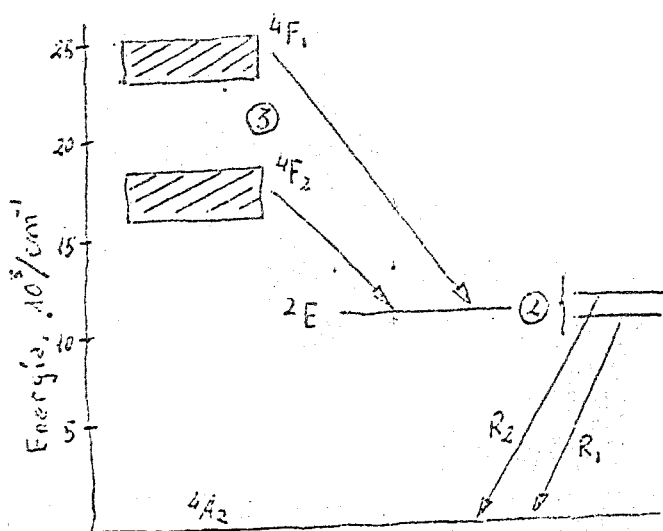


Fig. 4

Un diagrama esquemático de estos procesos es el mostrado en la fig. 3, en el que se ponen de manifiesto las etapas comenzando por los electrones en equilibrio térmico y llegando hasta la acción laser.

El esquema real de niveles es el mostrado en la fig. 4

El nivel excitado 2 es, de hecho, un nivel doble con muy pequeña separación, contribuyendo mayormente para la acción láser la línea R_1 .

1.3.2 Materiales láser de cuatro niveles.

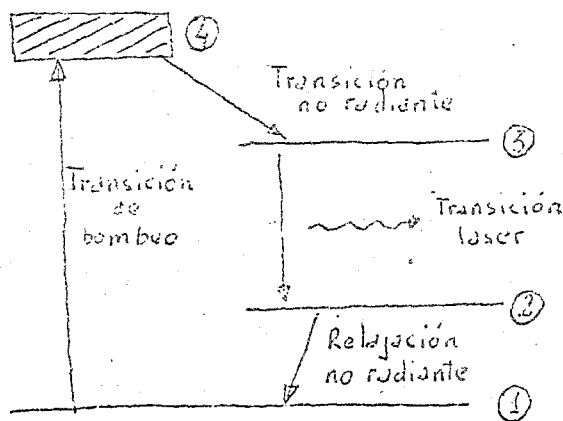


Fig. 5

El sistema láser de cuatro niveles, que es característico de los iones de tierras raras en materiales vítreos o cristalinos, es el de la fig. 5. Como en el de tres niveles las transiciones de bombeo ocurren entre el nivel base 1 y otro de bombeo superior, ahora el 4. Ocurre, a continuación, una rápida

relajación no radiante entre la banda de bombeo y el nivel láser (ahora el 3). La transición láser ocurre entre los niveles 3 y 2 pero el nivel 2 ya no es como antes el base. Si la transición 2 a 1 es lo suficientemente rápida, el nivel láser 2 puede mantenerse prácticamente vacío, con lo que será mucho más fácil conseguir una inversión de población entre los niveles láser (los 3 y 2) que en el caso anterior de tres niveles. Por ello parece intuitivo decir que este tipo de láser será más eficiente y tendrá un umbral más pequeño.

1.4 Mecanismo LASER por proceso de colisión resonante.-

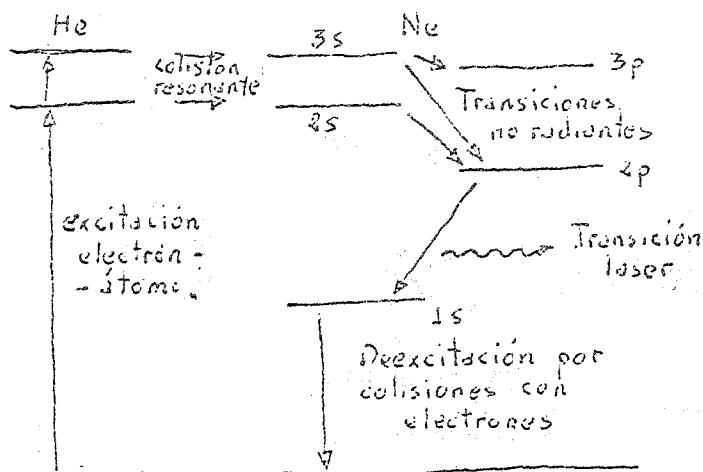


Fig. 6

Otro proceso muy utilizado en la producción de radiación láser es el de la colisión resonante por mezcla de gases. El primer láser de onda continua fue de este tipo, obtenido con una mezcla de He y Ne a u-

una presión de alrededor de 2 Tm/. El mecanismo es el que puede verse en el diagrama de niveles de la fig. 6.

Una descarga eléctrica mantenida en el seno de la mezcla de gases produce iones y electrones libres. Las colisiones entre electrones y átomos de He causan la excitación de algunos átomos a un estado metaestable de energía, aproximadamente $165 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ por encima del nivel base. Los átomos excitados de He transfieren por colisión su energía a átomos de Ne. Ello es debido a que los átomos de Ne tienen unos estados excitados que están, aproximadamente, al mismo nivel con respecto al base que los de He. Este proceso se conoce como colisión resonante y la pequeña diferencia de energía que pueda haber entre los niveles se absorbe en la energía cinética de los átomos. La inversión de población existe entre los niveles excitados del Ne y los de su más baja energía. Por ello, la excitación laser toma lugar en la parte del infrarrojo y del rojo del espectro.

1.5 Coherencia.-

Discutiremos aquí algunos aspectos del concepto de coherencia y el porqué de su interés en el estudio del laser, sin pararnos en el aspecto matemático que conduciría a un estudio excesivamente largo.

La luz procedente de una fuente física real no es nunca estrictamente monocromática, ya que incluso la más definida línea espectral tiene una anchura finita. Por otra parte, una fuente física no es una fuente puntual sino que posee una extensión finita, consistente en muchos radiadores elementales (átomos).

En un campo monocromático la amplitud de la vibración en cualquier punto P es constante, mientras que la fase varía linealmente con el tiempo. Esto no es lo que de hecho ocurre con el campo producido por una fuente real: la amplitud y la fase experimentan fluctuaciones irregulares, la rapidez de

las cuales depende esencialmente de la anchura efectiva, Δf , del espectro. La amplitud compleja permanece sustancialmente constante solamente durante un intervalo de tiempo Δt que es pequeño comparado con el recíproco de la anchura efectiva espectral Δf . El tiempo característico $1/\Delta f$ es el tiempo de coherencia.

Consideremos ahora las perturbaciones luminosas en dos puntos P_1 y P_2 producidas por una fuente extendida cuasi-monocromática; por simplificación, supongamos que el medio es el vacío y que P_1 y P_2 están distantes muchas longitudes de onda de la fuente. Podemos esperar que, cuando P_1 y P_2 estén lo suficientemente próximos uno a otro, las fluctuaciones de las amplitudes en estos puntos y también las fluctuaciones de las fases, no serán independientes. Es razonable suponer que, si P_1 y P_2 están tan próximos que la diferencia

$$\Delta s = s_{P_1} - s_{P_2}$$

entre los caminos de cada uno al punto fuente S es pequeña comparada a la longitud de onda media, entonces las fluctuaciones en P_1 y P_2 serán efectivamente las mismas así como también es razonable suponer que existirá alguna correlación entre las fluctuaciones aún para separaciones mayores de P_1 y P_2 , con tal de que la diferencia de caminos Δs no exceda de la "longitud de coherencia": $c\Delta t \sim c/\Delta f = \lambda^2/\Delta\lambda$. Nos hemos encontrado así con el concepto de "región de coherencia" alrededor de cualquier punto P en un campo.

A fin de describir adecuadamente el campo producido por una fuente finita policromática, es evidentemente deseable introducir alguna medida para la correlación que existe entre las vibraciones en puntos diferentes P_1 y P_2 del campo. Debemos esperar que una medida tal esté unida intimamente a la definición de las franjas de interferencia que resultarían de la combinación de las vibraciones de los dos puntos. Son de esperar, pues, líneas muy definidas cuando la correlación sea alta (esto es, cuando la luz en P_1 y en P_2 proviene de una fuente muy pequeña de rango espectral muy neto), y ninguna línea en ausencia de correlación (esto es, cuando P_1 y P_2 reci-

ban luces de diferentes fuentes físicas). Estas situaciones se describen por los términos "coherente" e "incoherente" respectivamente y no son realizables generalmente, pudiéndose hablar únicamente de vibraciones "parcialmente coherentes".

Cabe preguntarse ahora cual puede ser la ventaja de una radiación coherente con respecto a una que no lo sea, y más concretamente ya, la de la radiación proveniente de un oscila cor laser con un foco normal.

Según veremos luego, el rayo de luz creado en un laser presenta una característica apreciable a simple vista que es la de su direccionabilidad. En efecto, la radiación luminosa creada por un generador laser, desde su misma creación, se en encuentra perfectamente colimada por lo que toda la energía pro proporcionada por el radiador pasa íntegramente al haz y se pro paga con él.

Para conseguir algo similar con un radiador clásico habría de recurrirse al conocido método de la pantalla que rodea al radiador con un orificio para que pase el haz, ya colima do desde entonces. La diferencia ya se empieza a ver: solo parte de la energía proporcionada por el foco podrá ser aprovechada en el haz colimado.

Pero las diferencias empiezan a ser mayores a partir de entonces. Una vez obtenido el haz colimado podría intentarse concentrar la energía luminosa mediante el empleo de lentes. Pero con un radiador que radie según la ley de Lambert, esto es, un radiador clásico, esto no puede hacerse de una forma to tal. Según puede verse en Born & Wolf (), la intensidad fotométrica de la imagen no puede exceder la del objeto y sólo llegará a ser igual si las pérdidas de luz dentro del sistema son despreciables. De ello se infiere que la concentración de energía que podemos lograr será, como mucho, igual a la de la fuente.

En el caso de un haz coherente las cosas difieren; al no seguir el radiador una ley tipo Lambert, no se cumplirá lo an

terior y la concentración de energía podrá ser tan grande como nuestros medios nos lo permitan. Esto lo puede hacer una radiación laser. Ya se ve, a priori, una ventaja considerable que justifica su desarrollo, ventaja que como veremos mástarde no es la única.